

**Polarisation der Feldemissionselektronen
aus sättigungsmagnetisiertem Eisen**
(Auszug)

**Inauguraldissertation
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg**

zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Hermann von Issendorff
aus Berlin

Springer-Verlag, Heidelberg
Druckort Würzburg
1962

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 15. 11. 1961
Dekan: Universitätsprofessor Dr. H. Volz
Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann
Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. E. Mollwo

Sonderdruck aus: Zeitschrift für Physik 167,11 (1962)



Aus dem Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

Polarisation der Feldemissionselektronen aus sättigungsmagnetisiertem Eisen

Von

H. v. ISSENDORFF und R. FLEISCHMANN

Mit 3 Figuren im Text

(Eingegangen am 18. November 1961)

Field emitted electrons from longitudinal magnetized iron are accelerated up to an energy of 126 keV. The polarisation of the electrons was measured by Mott-Scattering. The polarisation was $P = 0.0001 \pm 0.0019$.

Einleitung

Der Vorschlag, den Versuch zu machen, aus Ferromagnetika durch Photoeffekt oder Feldemission polarisierte Elektronen zu gewinnen, liegt weit zurück. Er wurde erstmals 1930 von FUES und HELLMANN gemacht¹. 1956 wurde er von TOLHOEK² wiederholt.

Dem Vorschlag liegt der Gedanke zugrunde, daß es möglich sein müßte, die den Ferromagnetismus verursachenden ausgerichteten Elektronen aus dem Festkörper abzutrennen. Durch Photoeffekt lassen sich, je nach eingestrahelter Lichtenergie, Elektronen aus beliebigen Energiezuständen auslösen. Bei Feldemission beschränkt man sich auf die Extraktion von Elektronen aus dem Leitungsband. Da bei den Übergangsmetallen Fe, Ni, Co den $3d$ -Elektronen der Hauptbeitrag zum Ferromagnetismus zugeschrieben wird, liegt es bei Anwendung des Photoeffekts nahe, eine entsprechende Lichtenergie zu wählen.

Noch nicht geklärt dagegen ist der Beitrag der Leitungselektronen. Man kann jedoch annehmen, daß eine Ausrichtung der Leitungselektronen ($4s$ -Elektronen) einmal durch direkte Kopplung mit den $3d$ -Elektronen, zum anderen durch Paramagnetismus in den starken inneren Feldern erfolgt. MARSHALL³ findet in einer groben Abschätzung für Co eine Polarisation der Leitungselektronen von einigen Prozent, CLOGSTON und ANDERSON zeigen dagegen in einer theoretischen Arbeit, daß die Wechselwirkung zwischen $3d$ - und Leitungselektronen sowohl einen ferromagnetischen als auch einen antiferromagnetischen Effekt zur Folge hat. Beide Effekte sollen sich nach dieser Arbeit gegenseitig aufheben⁴.

¹ FUES, E., u. H. HELLMANN: Phys. Z. **31**, 465 (1930).

² TOLHOEK, H.: Rev. Mod. Phys. **28**, 277 (1956).

³ MARSHALL, W.: Phys. Rev. **110**, 1280 (1958).

⁴ ANDERSON, P.W., and A.M. CLOGSTON: Bull. APS **6**, 124 (1961).

Eine direkte experimentelle Bestimmung der Polarisation der Leitungselektronen ist bisher nicht erfolgt.

FOWLER und MARTON⁵ haben inzwischen versucht, die Polarisation der Photoelektronen aus Eisen zu messen. Ihr Ergebnis war $P < 5\%$. Wegen großer apparativer Asymmetrie war eine genauere Messung nicht möglich.

In der vorliegenden Arbeit wurde der Versuch gemacht, die Polarisation der Feldemissionselektronen aus sättigungsmagnetisiertem Eisen zu bestimmen. Die Richtung der Magnetisierung liegt in Richtung der Eisenspitze bzw. in der Richtung der Elektronenbahnen. Damit ist eine longitudinale Polarisation der Feldemissionselektronen zu erwarten. Die Messung der Polarisation erfolgt durch Mott-Streuung.

§ 1. Versuchsaufbau

Das Experiment verlangt die Beachtung einiger wichtiger Bedingungen.

1. Die Feldemission soll von einer reinen Metalloberfläche ausgehen. Das bedeutet, daß die Feldemission in Höchstvakuum erfolgen muß und damit die Ausbildung einer Oberflächenschicht hinausgezögert wird, daß Vorsorge getroffen werden muß, eine schnelle Zerstörung der Spitze durch Ionenaufprall zu vermeiden und daß die Spitze vor den Messungen gereinigt wird.

2. Die Eisenspitze muß sich mit Sicherheit in magnetischer Sättigung befinden. Die Magnetisierungsrichtung der Weißschen Domänen in der Spitze, von denen die Emission erfolgt, muß mit der Richtung des Elektronenstrahls übereinstimmen, da in der vorliegenden Apparatur nur die longitudinale Komponente der Polarisation nachgewiesen wird.

3. Die Elektronen müssen bei der Streuung eine Energie > 100 keV haben, um eine ausreichende Mott-Streuasymmetrie zu liefern. Bei kleineren Elektronenenergien nimmt die Mott-Streuasymmetrie stark ab, verursacht durch die Abschirmung der Hüllenelektronen der streuenden Atome. Damit nimmt auch die Meßgenauigkeit der Polarisation ab.

a) **Erzeugungsteil.** Aus diesen Gründen wurde ein Aufbau gewählt, wie er in Fig. 1 schematisch dargestellt ist. Feldemission und Beschleunigung der Elektronen geschehen in einer Glasapparatur unter Höchstvakuum, das durch eine Quecksilber-Diffusionspumpe hergestellt wird.

Die gesamte Beschleunigungsspannung liegt zwischen zwei Elektroden. Die Anode ist ein flacher Kupferkegel, der in der Mitte eine Bohrung hat, um die Elektronen durchtreten zu lassen. Sie liegt auf Erdpotential. Die Kathode ist aus Glas hergestellt, das chemisch mit

⁵ FOWLER, H. A., and L. MARTON: Bull. APS 4, 235 (1959).

einer fest haftenden Platinschicht überzogen ist. Wegen der abgerundeten und glatten Oberfläche und der hohen Austrittsarbeit des Platins erhält man so eine große Spannungsfestigkeit. Der Abstand zwischen den Elektroden ist etwa 20 mm.

In der eingezogenen Öffnung der Platinelektrode liegt die Eisenspitze. Sie läßt sich durch einen äußeren Justiermechanismus über einen Federkörper aus Edelstahl in axialer Richtung verschieben. Bei fester Spannung zwischen den Elektroden kann die Spitze auf diese Weise an einen Punkt gebracht werden, an dem die zur Feldemission geeignete

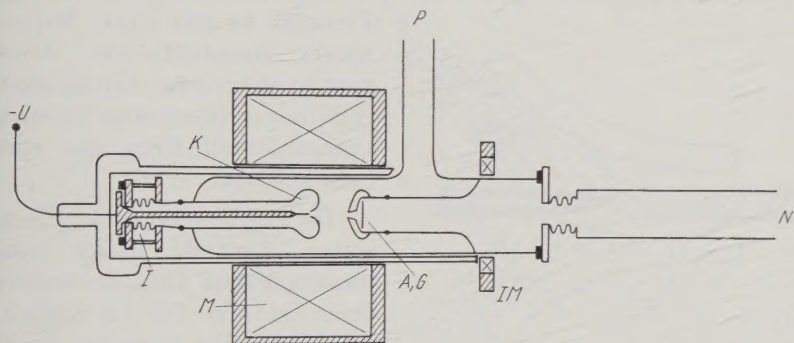


Fig. 1. Der Erzeugungsteil. Zwischen der Kathode K , die die emittierende Spitze enthält, und der Anode A können Spannungen bis zu 135 kV angelegt werden. In der Anode befindet sich die eine Glimmerfolie G , die den Vakuumabschluß gegen den Nachweisteil N bildet. J ist eine Justiervorrichtung, M eine Hochstromspule, JM ein Justiermagnet. Der Rohrstützen P führt zur Diffusionspumpe

elektrische Feldstärke herrscht. Außerdem sind seitliche Verschiebungen der Spitze möglich, wodurch ein Einfluß auf die Elektronenstrahlrichtung ausgeübt wird.

Dieser Aufbau hat zwei wesentliche Vorteile. Im allgemeinen erstreckt sich bei Feldemission von einer halbkugelförmigen Spitze die Richtungsverteilung der Elektronen nahezu über den gesamten Halbraum. Hier wird aber ein gut gebündelter Elektronenstrahl verlangt. Die Bedingung wird dadurch erfüllt, daß das $\mathcal{E}$ -Feld längs der ganzen Beschleunigungsstrecke fokussierend wirkt. Erst sehr kurz vor der Spitze kehrt sich die Krümmung der Potentialflächen um. Fig. 2 zeigt schematisch die Geometrie und einige Potentialflächen in der Umgebung der Spitze. Die elektrische Feldstärke ist nur in einem kleinen Gebiet auf der Spitzenoberfläche groß genug, um Feldemission zu verursachen. Die Elektronen können nur in einem kleinen Winkelbereich um die Spitzenrichtung austreten. Außerdem wird durch diese Feldform verhindert, daß Ionen, die vom Elektronenstrahl im Restgas gebildet werden, auf die Spitze treffen und sie zerstören. In Fig. 2 ist eine Ionenbahn skizziert.

Lediglich, wenn sie in geringer Entfernung von der Spitze gebildet werden, können sie auf die Spitze zu beschleunigt werden und sie erreichen. Diese Ionen haben aber nur geringe Energie.

Die Glaswand der Apparatur hat nur einen geringen Abstand von der Beschleunigungsstrecke. Unterschiedliche Wandaufladungen würden den axialsymmetrischen Potentialverlauf stören und Richtungs- und Intensitätsschwankungen des Elektronenstrahls zur Folge haben. Um das zu vermeiden, ist der Glaskolben in gleichmäßigen Abständen mit koaxialen Metallringen versehen. Zur Isolation der Hochspannung ist darüber ein Plexiglasrohr geschoben. Der enge Raum zwischen Glas und Plexiglas ist mit einem Papier-

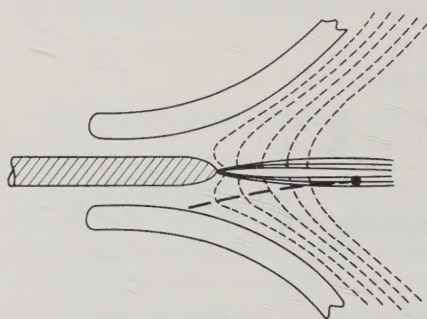


Fig. 2. Schematische Darstellung der elektrischen Potentialverhältnisse in der Umgebung der Spitze. Eingezeichnet ist ferner der emittierte Elektronenstrahl sowie die Bahn eines im Restgas gebildeten Ions

wickel ausgefüllt, der durch geringe elektrische Leitfähigkeit gleichzeitig einen etwa linearen Potentialabfall längs des Kolbens herstellt.

Die Magnetisierung der Eisen- spitze geschieht durch eine wassergekühlte Hochstromspule, deren Zentrum etwa am Spitzen- ort liegt. Hier herrscht damit zusätzlich ein Magnetfeld, dessen Richtung wie die des elektri- schen Feldes in der Apparatur- achse liegt. Zur Vermeidung

von Streufeldern ist die Spule eisengekapselt. Mit der Spule können Magnetfelder bis 7 kOe erreicht werden. Dabei ist der Strom in der Spule 1000 Amp, die Spannung 8 V.

Das Magnetfeld hat einen wesentlichen Einfluß auf die Fokussierung des Elektronenstrahls. Durch Änderung des Magnetfeldes können die Elektronen in beliebiger Entfernung fokussiert werden.

b) Nachweisteil. Beim Verlassen des Erzeugungsteils durchlaufen die Elektronen eine mit Aluminium bedampfte Glimmerfolie mit einem Flächengewicht von $1,5 \text{ mg/cm}^2$. Dabei tritt Streuung und Energieverlust auf, Fokussierung ist aber weiterhin möglich. Mit einem kleinen Justiermagneten (Fig. 1) wird der Elektronenstrahl auf die Lochblende vor dem elektrischen Ablenkkfeld gerichtet (Fig. 3). Die Apparatur zum Nachweis der Elektronenpolarisation wurde schon in einer früheren Arbeit ausführlich beschrieben⁶. Das elektrische Ablenkkfeld, das den

⁶ BIENLEIN, H., K. GÜTHNER, H. v. ISSENDORFF u. H. WEGENER: Nucl. Inst. 4, 79 (1959).

Elektronenstrahl um 120° umlenkt, dient zur Umwandlung einer longitudinalen in eine transversale Polarisation.

Die transversale Polarisation wird durch Mott-Streuung nachgewiesen. Zu diesem Zweck wird der Elektronenstrahl an einer Goldfolie gestreut, die auf eine Trägerfolie aufgedampft ist. Die nicht gestreuten Elektronen verlieren sich in der großen Glasglocke. Zwei Zählrohre, die senkrecht zur Sollbahnebene stehen und um die Apparaturachse schwenkbar sind, registrieren die unter einem Winkel von 120° gestreuten Elektronen. Die Sollbahnebene wird durch die beiden Apparaturachsen aufgespannt.

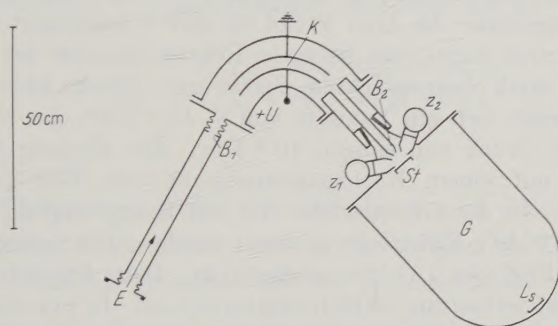


Fig. 3. Der Nachweisteil. Der Elektronenstrahl kommt vom Erzeugungsteil E , durchläuft die Blende B_1 , das Ablenkkfeld K , eine zweite Blende B_2 und wird an der Folie St gestreut. Z_1 und Z_2 sind Zählrohre, die während der Messung senkrecht zur Papierebene stehen. Am Ende der Glasglocke G ist ein Leuchtschirm LS

Um apparative Asymmetrien und den isotropen Zähluntergrund eliminieren zu können, werden zwei weitere Streumessungen vorgenommen, erstens an einer mit Kupfer bedampften Folie, zweitens an der Trägerfolie allein.

Durch das Auswertungsverfahren werden sämtliche apparativen Störeinflüsse in 1. Ordnung beseitigt. Für eine Präzisionsmessung ist es trotzdem nötig, die Apparatur auf das Genaueste zu justieren. Die Lage und Richtung des Elektronenstrahls wird durch eine Lochblende von 2 mm Durchmesser vor dem Ablenkkfeld und eine Schlitzblende von 1 mm Höhe und 6 mm Breite vor den Streufolien festgelegt. Die Schlitzblende und die Streufolien sind optisch justiert.

Zum Nachweis der gestreuten Elektronen dienen Methandurchflußzähler, die im Proportionalbereich arbeiten. Die Zählrohrspannung und die Eingangsempfindlichkeit der Zählgeräte sind für beide Zählanordnungen völlig identisch und so gewählt, daß eine Netzspannungsschwankung kaum eine Änderung der Nachweiswahrscheinlichkeit zur Folge hat. Absorberfolien von 7 mg/cm^2 Flächengewicht sorgen dafür, daß keine niederenergetischen Elektronen in die Zählrohre gelangen.

§ 2. Messungen und Auswertung

Als Material für die Spitze wurde Reinsteisendraht, Merck p. a. mit 0,57 mm Durchmesser verwendet. Bei der Spitzenherstellung wurde auf Ätzmethode verzichtet, da hierbei Eisenoxidschichten auf der Oberfläche zurückbleiben können⁷. Stattdessen wurden die Spitzen mit einem kleinen, feinen rotierenden Stein geschliffen. Der Draht wurde durch Schleifen so weit eingeschnürt, bis ein kurzes überstehendes Stück abbrach. Das Spitzenende hatte damit eine zwar unregelmäßige, aber reine Oberfläche. Der Spitzenradius war $< 1 \mu$.

Die Spitze wurde nach Ausmessung unter dem Mikroskop in die Apparatur eingebaut, die dann 10 Std bei 450°C ausgeheizt wurde. Als Nebeneffekt trat dabei eine teilweise Rekristallisation der durch das Anschleifen stark beanspruchten Spitze ein. Nach Abkühlung der Apparatur ergab sich ein Vakuum von $5 \cdot 10^{-9}$ Torr. Im Nachweisteil herrschte ein Druck von einigen 10^{-6} Torr. Zur Messung wurden die Elektronen mit einem Hochspannungsgerät von Zeiß auf 130 keV beschleunigt. In der Glimmerfolie trat ein Energieverlust von 4 keV auf, so daß 126 keV-Elektronen gestreut wurden. Die Spitze war dabei durch ein S -Feld von 2,35 kOe magnetisiert. Diese Feldstärke war zur Sättigungsmagnetisierung bei weitem ausreichend. In Vorversuchen war festgestellt worden, daß im Draht dicht hinter der Spitze schon bei einer Feldstärke von 1 kOe keine meßbare Abweichung von der Sättigungsmagnetisierung vorhanden war.

Der Feldemissionsstrom betrug etwa 10^{-7} Amp. Er änderte sich auch nach stundenlangem Betrieb nicht mehr als 50%.

An den Spitzen waren unter dem Mikroskop keine Veränderungen wahrnehmbar. Erst etwa 1 mm hinter der Spitze waren Spuren vorhanden, die auf Ionenaufprall zurückzuführen sind.

Die endgültige Reinigung der Spitze erfolgte durch Feldverdampfung kurz vor Beginn der Messung. Die Spitze wurde mehrere Millimeter aus der Öffnung der Platinelektrode herausgeschoben, so daß diese keine Abschirmung mehr verursachte. An die Spitze wurde eine positive Spannung von 60 bis 70 kV gelegt. Der Spitzenabbau durch Feldverdampfung zeigte sich dadurch, daß nach jeder Spitzenreinigung die Spitze um Bruchteile eines Millimeters vorgeschoben werden mußte, um den zur Messung notwendigen Feldemissionsstrom zu erhalten.

Die Polarisationsmessung erfolgte durch Vergleich der gemessenen Streuasymmetrien bei Umpolung der Magnetspule. Ein Meßzyklus bestand in: Streuung an der Gold-, Kupfer- und Trägerfolie; Schwenken der beiden Zähler um 180° , darauf Wiederholung der Streuung; Umpolung der Magnetspule mit kurzzeitiger Erhöhung der Feldstärke auf 7 kOe.

⁷ SCHLEICHER, H. W.: Z. Naturforsch. **76**, 471 (1952).

Darauf Wiederholung des Meßzyklus. Die Zeit pro Einzelmessung betrug $\frac{1}{2}$ min.

Gemessen wurde etwa 2 Std. Danach erfolgte eine erneute Reinigung der Spitze durch Feldverdampfung bei einer um einige Kilovolt höheren Spannung.

Die Reinigung wurde nicht mehr als dreimal an jeder Spitze vorgenommen. Nach Ausbau der Spitze konnte der Einfluß der Feldverdampfung unter dem Mikroskop deutlich beobachtet werden. Während vor Einbau der Spitze der Krümmungsradius $< 1 \mu$ betrug, war er nach Ausbau auf 2μ gestiegen.

Die Auswertung der Meßergebnisse geschieht wie in ⁶.

Es ist

$$A(\varphi) = \frac{N_{1, \text{Au}} - N_{1, 0}}{N_{2, \text{Au}} - N_{2, 0}} \cdot \frac{N_{2, \text{Cu}} - N_{2, 0}}{N_{1, \text{Cu}} - N_{1, 0}}$$

zu bilden.

Dabei ist:

$N_{1, \text{Au}}$ die Zählrate vom Zähler 1 bei der Streuung an Gold,

$N_{1, 0}$ die Zählrate vom Zähler 1 bei der Streuung an der Trägerfolie,

$\varphi = \pm \pi/2 =$ Azimut, gemessen von der Sollbahnebene.

Über die beiden azimutalen Asymmetrien wird geometrisch gemittelt:

$$\bar{A} = \sqrt{A(+\pi/2)A(-\pi/2)}.$$

In A kann jetzt nur noch ein unerwünschter Beitrag durch einen nicht in der Sollbahnebene verlaufenden Strahl vorhanden sein. Der Strahl kann entweder gegen die Sollbahnebene geneigt sein oder gegen sie versetzt sein. Beide Effekte würden eine Polarisation vortäuschen. Sie verschwinden aber in erster Näherung völlig bei geometrischer Mittelung über die beiden A -Werte, die der jeweiligen Polung der Magnetspule zugeordnet sind.

$$\bar{A} = \sqrt{A_N/A_S}.$$

Eine Zusammenfassung der Messungen ergibt:

$$\bar{A} = 1,0001 (1 \pm 0,98 \cdot 10^{-3}).$$

Der Fehler ist dabei rein statistischer Natur.

Zwischen $\bar{A}$ und der Polarisation P gilt die Beziehung:

$$\bar{A} = \frac{1 + PS_{\text{Au}}}{1 - PS_{\text{Au}}} \cdot \frac{1 - PS_{\text{Cu}}}{1 + PS_{\text{Cu}}}.$$

S_{Au} und S_{Cu} sind Asymmetriefunktionen.

Bei kleiner Polarisierung kann man den P^2 -Term vernachlässigen. Damit erhält man:

$$P(S_{\text{Au}} - S_{\text{Cu}}) = \frac{\bar{A} - 1}{\bar{A} + 1}.$$

Mit dem Wert für $\bar{A}$ ergibt sich:

$$P(S_{\text{Au}} - S_{\text{Cu}}) = 0,0001 \pm 0,00049.$$

§ 3. Korrektur und Diskussion des Meßergebnisses

Für S_{Au} wurde der entsprechende Wert für $Z=80$ SHERMAN⁸ entnommen und auf $Z=79$ extrapoliert. S_{Cu} ist nicht tabelliert. Statt dessen wird der Wert für $S_{\text{Cu}} \approx 0,09$ für 120 keV, der in unserer Arbeit⁹ experimentell bestimmt wurde, verwendet.

Die S -Werte werden noch durch folgende Einflüsse verkleinert:

a) Zweifach- und Kleinwinkelstreuung ergeben nach WEGENER¹⁰:

$$\left(\frac{\partial S}{S}\right)_{\text{Au}} = -6\%, \quad \left(\frac{\partial S}{S}\right)_{\text{Cu}} = -14\%.$$

b) Abschirmung durch die Hüllenelektronen verringern die S -Werte weiter um 14%⁹.

c) Die Zählrohre erfassen einen endlichen Raumwinkel der gestreuten Elektronen. Deshalb muß über S gemittelt werden. Diese Korrektur ist schon in S_{Cu} für einen etwas größeren Raumwinkel als im vorliegenden Fall enthalten. Eine Umrechnung auf den wirklichen Raumwinkel ist nicht möglich, da die Abhängigkeit vom Streuwinkel ϑ für S_{Cu} nicht bekannt ist. Der Fehler ist jedoch sicher $< 2\%$. Für $\bar{S}_{\text{Au}}$ ergibt sich 0,405.

Zusammengefaßt erhält man:

$$(\bar{S}_{\text{Au}} - \bar{S}_{\text{Cu}}) = 0,261$$

und damit

$$P = 0,0001 \pm 0,0019.$$

d) Außer den berücksichtigten Effekten könnte noch an zwei weiteren Stellen Depolarisation auftreten:

1. In der Glimmerfolie, die den Erzeugungsteil vom Nachweisteil trennt, werden die Elektronen gestreut. Von der Blende vor dem Feldplatteneingang werden aber nur Elektronen durchgelassen, deren Impulsrichtung sich fast nicht von der vor der Streuung unterscheidet. Der depolarisierende Einfluß der Kleinwinkelstreuung ist aber nach

⁸ SHERMAN, N.: Phys. Rev. **103**, 1601 (1956).

⁹ BIENLEIN, H., G. FELSNER, K. GÜTHNER, H. v. ISSENDORFF u. H. WEGENER: Z. Physik **154**, 376 (1959).

¹⁰ WEGENER, H.: Z. Physik **151**, 252 (1958).

MÜHLSCHLEGEL und KOPPE¹¹ bei der Glimmerschichtdicke von $1,5 \text{ mg/cm}^2$ völlig ohne Bedeutung. Zweifache Großwinkelstreuung braucht nicht beachtet zu werden, da ihr Beitrag verschwindend gering ist.

2. Unvollständige Umwandlung von longitudinaler in transversale Polarisation im elektrischen Ablenkkfeld. Das Ablenkkfeld von 120° ist für vollständige Spinumlenkung von 170 keV Elektronen gebaut. Die Depolarisation bei 126 keV Elektronen ist $< 0,5\%$.

Zu beachten ist noch, daß ein Magnetfeld in dem Bereich der Streufolien eine Störung verursachen kann. Das Magnetfeld besteht aus einer Überlagerung des Streufeldes der Spule mit dem Erdfeld. Wirksam ist die Komponente des Feldes, die parallel zur Sollbahnebene und senkrecht zum Elektronenstrahl verläuft. Sie verursacht eine Krümmung der Bahnen der gestreuten Elektronen und damit eine Änderung des Streuwinkels. Solange die Feldkomponente konstant ist, wirkt sie bei allen Streumessungen in gleicher Weise. Ihr Einfluß wird, falls er nicht zu groß ist, durch das Auswertungsverfahren eliminiert. Das gleiche gilt auch noch, wenn sich die Magnetfeldkomponente bei Umpolung der Magnetspule ändert. Für die beiden Magnetpolungen war die wirksame Komponente $N_{N,S} = 0,19 \pm 0,03$ Gauß. Ihr Einfluß war vernachlässigbar klein.

Damit ist gezeigt, daß die Feldemissionselektronen keine Polarisation haben. Es kann aber daraus nicht ohne weiteres auf eine Nichtpolarisation der Leitungselektronen geschlossen werden, da es möglich ist, daß auch bei einer Polarisation im Leitungsband mit Feldemission keine polarisierten Elektronen herausgezogen werden können.

1. Bei einer Polarisation im Leitungsband unterscheidet sich die Zahl der in Magnetisierungsrichtung und dazu entgegengesetzt ausgerichteten Elektronen. Die beiden Teilbänder für diese Spinsorten sind energetisch gegeneinander verschoben. Die Fermi-Oberfläche ist aber für beide Bänder gleich, da sich die Elektronen im energetischen Gleichgewicht befinden müssen. Daraus resultiert, daß die zwei Teilbänder verschieden hoch aufgefüllt sind. Man wird in der Fermi-Oberfläche nur dann eine Polarisation vorfinden, wenn dort die Zahl der besetzten Zustände in den Teilbändern verschieden ist. Wäre die Zahl der besetzten Zustände in der Fermi-Oberfläche und ferner die Austrittsarbeit für beide Spinsorten gleich, würde man durch Feldemission keine polarisierten Elektronen erhalten können.

2. Die durch das $\mathcal{E}$ -Feld extrahierten Elektronen können aus lokalisierten Oberflächenzuständen stammen. Bei einer geringen Austauschwahrscheinlichkeit mit den Elektronen des Leitungsbandes würden die Elektronen in diesen Oberflächenzuständen depolarisieren. Solche Oberflächenzustände könnten insbesondere durch Adsorption von Restgas auf der Metalloberfläche entstehen.

¹¹ MÜHLSCHLEGEL, B., u. H. KOPPE: Z. Physik **150**, 474 (1958).

Lebenslauf

Mein Name ist Hermann Jürgen Melchior v. Issendorff. Ich wurde am 17. 3. 1930 in Berlin geboren. Meine Eltern sind der Dr. phil. Dipl.-Ing. Jürgen v. Issendorff und seine Ehefrau Friede, geb. v. Bülow. Das Geburtsdatum meines Vaters ist 19. 10. 1894, das meiner Mutter 26. 7. 1897.

1936—1940 besuchte ich die Volksschule, ab 1940 die Freiherr v. Stein-Schule, beide in Berlin. Als Folge der Kriegswirren und wegen einer Kinderlähmung, von der ich befallen wurde, traten ab 1942 größere Unterbrechungen der Schulausbildung auf. 1944—1945 nahm ich regelmäßig am Unterricht im Carolinum in Neustrelitz teil. Im Jahr 1945 arbeitete ich als Lehrling in einem landwirtschaftlichen Betrieb in der Nähe von Stade, da die Stader Oberschule geschlossen war. 1946—1950 besuchte ich das Athenaeum in Stade und beendete dort meine Schulausbildung mit dem Abitur. 1950 arbeitete ich als Praktikant bei den Siemens-Schuckertwerken in Nürnberg.

1951—1954 studierte ich in Göttingen Physik. Nach Ablegung der Diplomvorprüfung in Göttingen setzte ich mein Studium in Erlangen fort. Im Dezember 1957 bestand ich die Diplomprüfung und blieb weiter am Phys. Institut, um zu promovieren. Im Frühjahr 1958 wurde ich mit der Verwaltung einer wissenschaftlichen Assistentenstelle betraut. Als Assistent war ich im Anfänger- und Fortgeschrittenenpraktikum tätig, ferner hielt ich zwei Semester eine Ergänzungsvorlesung zur Vorlesung über Experimentalphysik.

Im August 1960 heiratete ich Fräulein Hella Schramm. Unser erstes Kind wurde im August 1961 geboren.

